PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 41. 14. Juli 1900. 1. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
J. Stark, Theoretische Bemerkungen über den elektrischen Ausgleich in Gasen. S. 439.
J. Schubert, Zur Theorie der Wärmeleitung im Erdboden. S. 442.
R. Börnstein, Luftdruckverteilung und Monddeklination. (Zweite Mitteilung.) S. 446.

Besprechungen:
M. Le Blanc, Lehrbuch der Elektrochemie, 2. Aufl. S. 448.
Ferienkursus für Lehrer höherer Schulen in Frankfurt a. M. S. 448.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Theoretische Bemerkungen über den elektrischen Ausgleich in Gasen.

Von J. Stark.

Die nachstehenden Bemerkungen sollen einerseits die an einer früheren Stelle dieser Zeitschrift (S. 396) entwickelten Gedanken über den elektrischen Ausgleich in Gasen ergänzen, andererseits sollen sie Grundideen eines Versuchs mitteilen, die elektrischen Entladungserscheinungen in Gasen auf dem Boden der Ionentheorie einheitlich und umfassend zu erklären.

1. Räumliche Variation der Leitfähigkeit. — Die spezifische Leitfähigkeit ist ursprünglich als eine Konstante in der Proportionalität von Stromstärke und Spannungsgefälle definiert worden. In den gewöhnlichen Leitern ist sie bei konstanter Temperatur in der That konstant. Bei einem Leiter jedoch, dessen Zustand von Punkt zu Punkt verschieden ist, muss sie als eine Variable, nämlich als eine Funktion der Koordinaten, angesehen werden. Für einen linearen Leiter mit räumlich variabler Leitfähigkeit ist der Widerstand zwischen zwei Querschnitten nicht nach der Ohmschen Formel $r = \frac{\varrho l}{q}$, sondern durch das Integral $\frac{1}{q}\int_0^l \varrho dl$ zu geben (q Querschnitt, l Länge, ϱ spezifischer Widerstand).

Für die Ionentheorie der elektrischen Strömung ist die spezifische Leitfähigkeit ein Ausdruck für die Zahl der in der Volumeneinheit enthaltenen freien Ionen und für deren Beweglichkeit. Wendet man die Ionentheorie auf die elektrische Strömung in Gasen an, so ist man berechtigt, von einer Leitfähigkeit derselben zu sprechen. Doch ist wohl zu beachten, dass die Einführung der Leitfähigkeit zur Analyse der elektrischen Strömung in Gasen nur solange berechtigt ist, als man in erster Annäherung annehmen darf, dass die mittlere Geschwindigkeit der Ionen in den einzelnen Querschnitten proportional dem Gefälle ist. Nur unter dieser Voraussetzung soll im folgenden von einer Leitfähigkeit durchströmter Gase die Rede sein.

Aus dem Verlaufe des Spannungsgefälles in Gasen, das durch eine Kurve mit Maximis und Minimis dargestellt wird, kann man nicht mit Sicherheit auf eine räumliche Variation der Leitfähigkeit schliessen. Wegen der wahrscheinlich in durchströmten Gasen auftretenden inneren elektromotorischen Kräfte und Ladungen darf man nämlich hier nicht $i = -\lambda q \frac{\partial V}{\partial l}$ (V Potential, i Stromstärke) setzen; in stationär durchströmten Gasen kann man aus diesem Grunde im allgemeinen die Leitfähigkeit nicht durch die Grösse des Spannungsgefälles darstellen.

Aber aus der Thatsache, dass die Geschwindigkeiten der positiven und der negativen Ionen in Gasen von einander bedeutend verschieden sind, kann man mit Sicherheit folgern, dass in durchströmten Gasen, wenigstens in der Nähe der Elektroden, die Leitfähigkeit räumlich variabel ist. Mittels der Methode der Querströme lässt sich auch experimentell die räumliche Variation der Leitfähigkeit feststellen (S. diese Zeitschr. S. 433).

2. Zerlegung der elektrischen Strömung und Leitfähigkeit in Gasen. — Für die Ionentheorie besteht die elektrische Strömung in einem Leiter in einer entgegengesetzten Bewegung von positiven und negativen Ionen,[1]) also in zwei elektrischen Strömen, die sich in ihren äusseren Wirkungen addieren. Die gesamte Stromstärke, die wir beobachten, ist immer eine Summe zweier positiver Grössen, des positiven und des negativen Stromes.

Ähnlich setzt die Ionentheorie, bis jetzt wenigstens für einen Elektrolyten, die Leitfähigkeit aus zwei Teilen zusammen, einem, welcher der Beweglichkeit der positiven, und einem zweiten, welcher der Beweglichkeit der negativen Ionen entspricht.

Es scheint mir nun angezeigt, für durchströmte Gase die vorstehenden ionentheoretischen Anschauungen zu erweitern. Während für gewöhnliche Leiter der negative und der positive Strom in allen Querschnitten praktisch gleich stark sind, der Gesamtstrom eine

1) Vergl. E. Riecke, Wied. Ann. 63, S. 228, 1897.

Summe aus zwei gleich grossen Gliedern ist, braucht in Gasen für den stationären Zustand nur der Gesamtstrom eine in der Zeit und für alle Querschnitte konstante Grösse zu sein, seine Summanden dagegen können verschieden gross sein und von Querschnitt zu Querschnitt variieren. Oder um mathematisch zu reden, es sei $\mathfrak{J}g$ der Gesamtstrom, $\mathfrak{J}p$ der positive, $\mathfrak{J}n$ der negative Strom, so muss für einen gasförmigen linearen Leiter im stationären Zustande nicht $\frac{\partial \mathfrak{J}p}{\partial l}$, noch $\frac{\partial \mathfrak{J}n}{\partial l}$ Null sein, wohl aber

$$\frac{\partial \mathfrak{J}g}{\partial l} = \frac{\partial \mathfrak{J}p}{\partial l} + \frac{\partial \mathfrak{J}n}{\partial l} = o \text{ oder } \frac{\partial \mathfrak{J}p}{\partial l} = -\frac{\partial \mathfrak{J}n}{\partial l}.$$

In dieser Zerlegung der elektrischen Strömung ist im Grunde bereits auch eine Zerlegung der spezifischen Leitfähigkeit von Gasen in zwei Teile eingeschlossen. Unter spezifischer positiver Leitfähigkeit π soll die Grösse verstanden sein, welche ebenso wie die gesamte Leitfähigkeit die Zahl und die Beweglichkeit der in der Volumeneinheit enthaltenen frei beweglichen positiven Ionen charakterisiert; ähnlich soll die spezifische negative Leitfähigkeit ν definiert sein.

Gemäss der oben festgestellten räumlichen Variation der Leitfähigkeit sind $\frac{\partial \pi}{\partial l}$ und $\frac{\partial \nu}{\partial l}$ in Gasen im allgemeinen nicht Null; auch braucht in ihnen nicht $\frac{\partial \pi}{\partial l} = \frac{\partial \nu}{\partial l}$ zu gelten. Es können durch den Mechanismus der elektrischen Strömung Stellen geschaffen werden, in denen z. B. die positive Leitfähigkeit von Null wenig verschieden, die negative dagegen relativ gross ist. In solchen Partien stellen dann die im Überschuss vorhandenen negativen Ionen eine räumliche Ladung dar.

3. Angenäherte Gleichung der stationären Strömung in Gasen. — Wie bereits bemerkt wurde, müssen wir es als wahrscheinlich betrachten, dass innerhalb eines durchströmten Gases infolge seiner Inhomogenität wie in einem Elektrolyten mit variabler Konzentration innere elektromotorische Kräfte auftreten. Doch sind diese gegenüber den Spannungsdifferenzen, die von dem durchfliessenden Strome herrühren, wahrscheinlich so klein, dass sie für eine erste Annäherung neben diesen vernachlässigt werden können. Nicht aber dürfen die von inneren Ladungen herrührenden Spannungsdifferenzen vernachlässigt werden, da sie am Sitz der Ladungen selbst bedeutende Werte annehmen können.

Der gasförmige Leiter sei linear, sein Querschnitt gleich der Einheit; die Zahl der in seiner Volumeneinheit vorhandenen frei beweglichen positiven und negativen Ionen sei mit p bezw. n bezeichnet, die von der Differenz $p-n$ herrührende Spannungsdifferenz an den Enden des Leiterelementes ∂l mit ∂L; L sei also eine Funktion der Dichte der räumlichen Ladung.

Die beobachtbare, gesamte Spannungsdifferenz ∂V an den Enden von ∂l setzt sich nun bei stationärem Strom zusammen aus einem Teil ∂L, der herrührt von der vorhandenen inneren Ladung, und zwei anderen Teilen, die herrühren von dem positiven und negativen Strom; die letzteren sind gleich $-\frac{\mathfrak{J}p}{2\pi}\partial l$ bezw. $-\frac{\mathfrak{J}n}{2\nu}\partial l$, da die von einem stationären Strom in einem Leiter zwischen zwei Querschnitten hervorgebrachte Spannungsdifferenz proportional dem Verhältnis von Stromstärke und Leitfähigkeit ist. Es ist also

$$\frac{\partial V}{\partial l} = \frac{\partial L}{\partial l} - \frac{\mathfrak{J}p}{2\pi} - \frac{\mathfrak{J}n}{2\nu}.$$

Hieraus ergiebt sich durch Differentiation

$$\frac{\partial^2 V}{\partial l^2} = \frac{\partial^2 L}{\partial l^2} - \frac{1}{2\pi}\frac{\partial \mathfrak{J}p}{\partial l} - \frac{1}{2\nu}\frac{\partial \mathfrak{J}n}{\partial l} + \frac{\mathfrak{J}p}{2\pi^2}\frac{\partial \pi}{\partial l} + \frac{\mathfrak{J}n}{2\nu^2}\frac{\partial \nu}{\partial l}.$$

In der vorstehenden Gleichung sind, bei Ausschluss innerer elektromotorischer Kräfte, die verschiedenen Fälle der stationären elektrischen Strömung enthalten. Erstens der Fall, dass die Leitfähigkeit räumlich konstant ist, überall gleichviel positive und negative Ionen vorhanden sind und $\pi = \nu$ ist; es gelten für ihn die speziellen Gleichungen $\frac{\partial V}{\partial l} = -\frac{\mathfrak{J}g}{\lambda}$ und $\frac{\partial^2 V}{\partial l^2} = 0$. Zweitens der Fall, dass die Leitfähigkeit zwar variabel, aber in jedem Querschnitte $p = n$ und $\pi = \nu$ ist; es gilt dann $\frac{\partial V}{\partial l} = -\frac{\mathfrak{J}g}{\lambda}$ und $\frac{\partial^2 V}{\partial l^2} = \frac{\mathfrak{J}g}{\lambda^2}\frac{\partial \lambda}{\partial l}$ oder $\lambda\frac{\partial^2 V}{\partial l^2} + \frac{\partial V}{\partial \lambda}\cdot\frac{\partial \lambda}{\partial l} = 0$. Drittens der Fall, dass nicht $p - n = 0$ ist, π und ν bedeutend von einander verschieden und räumlich variabel sind. Für diesen Fall gelten die obigen allgemeinen Gleichungen; er ist es auch, den wir für durchströmte Gase ins Auge zu fassen haben.

Die inneren Ladungen, die nach den obigen Gleichungen in Gasen auftreten können, lassen sich zwar vorderhand nicht genau berechnen, da $\pi, \nu, \frac{\partial \pi}{\partial l}$ und $\frac{\partial \nu}{\partial l}$ unbekannt sind; doch kann wenigstens ihr Vorzeichen ermittelt werden, wenn man annehmen darf, dass die Glieder hinter $\frac{\partial^2 L}{\partial l^2}$ an den meisten Stellen eines durch-

strömten Gases kleiner sind als $\frac{\partial^2 L}{\partial l^2}$, dass also $\frac{\partial^2 V}{\partial l^2}$ und $\frac{\partial^2 L}{\partial l^2}$ gleiches Vorzeichen haben.

Das Auftreten von Ladungen innerhalb eines Leiters steht mit dem stationären Zustand ebensowenig im Widerspruch, als das Auftreten eines Kraftfeldes innerhalb eines Leiters. Der stationäre Zustand verlangt lediglich, dass in den bestehenden Verhältnissen zeitlich keine Änderung erfolge; es kann in einem stationär durchströmten Volumen ein Überschuss von Ionen einer Art vorhanden sein; nur muss durch den Mechanismus der Strömung der Betrag desselben konstant gehalten werden.

Es ist hier nicht der Ort, die obigen Gleichungen zu diskutieren; nur auf folgendes sei hingewiesen. Die räumliche Variation der Stärke des positiven und negativen Stromes bedingt an gewissen Stellen eine Ausscheidung oder besser Ansammlung von positiven und negativen Ionen; dadurch wird an jenen Stellen die Zahl der Ionen vermehrt, an anderen vermindert.

4. Beziehung zwischen Widerstand, Spannungsdifferenz und Stromstärke. — Ist zwischen zwei Querschnitten eines stationär durchströmten Leiters zwar die Leitfähigkeit räumlich variabel, treten aber zwischen denselben keine inneren elektromotorischen Kräfte noch Ladungen auf, so lässt sich der Widerstand $\frac{1}{q}\int_0^l \varrho\, dl$ zwischen den zwei Querschnitten wie bei den gewöhnlichen Leitern durch das Verhältnis von Spannungsdifferenz und Stromstärke ermitteln. Werden jedoch zwischen den zwei Querschnitten, wie es bei durchströmten Gasen sehr wahrscheinlich der Fall ist, (innere) Spannungsdifferenzen durch innere elektromotorische Kräfte oder Ladungen hervorgebracht, so darf der Widerstand zwischen ihnen nicht mehr durch jenes Verhältnis dargestellt werden.[1])

In gewöhnlichen Leitern ist bei konstanter Temperatur die Spannungsdifferenz zwischen zwei Querschnitten proportional der Stromstärke. Dies ist ein Ausdruck für die zwei Thatsachen, erstens dass der Widerstand zwischen den zwei Querschnitten unabhängig von der Stromstärke und dem Gefälle ist, zweitens dass keine inneren Spannungsdifferenzen auftreten. In durchströmten Gasen ist jedoch weder das eine noch das andere der Fall; in ihnen ist darum das Verhältnis von Spannungsdifferenz und Stromstärke im allgemeinen nicht mehr konstant.

1) Vergl. W. Kaufmann, Physik. Zeitschr. **I**, 148, 1900.

5. Ionenschuss. — Es ist in den bisherigen Betrachtungen angenommen worden, dass die mittlere Geschwindigkeit eines elektrisch wandernden Ions in einem Querschnitt proportional der hier herrschenden elektrischen Kraft sei und deren Richtung besitze. Diese Voraussetzung ermöglicht uns eine erste theoretische Annäherung an die thatsächlichen Verhältnisse. In Wirklichkeit ist jedoch die Geschwindigkeit der Gasionen infolge des geringen Widerstandes, den sie auf ihrer Wanderung antreffen, im allgemeinen nicht proportional der elektrischen Kraft noch gleichgerichtet mit dieser. Indem nämlich die Gasionen die grosse Geschwindigkeit, die sie in einem Gebiet mit grossem Gefälle angenommen haben, fast unvermindert beibehalten, wenn sie in ein Gebiet mit kleinem Gefälle übertreten, besitzen sie hier eine grössere Geschwindigkeit als dem Gefälle entspricht und halten dazu infolge ihrer lebendigen Kraft auch nicht die Richtung von diesem ein. Diese Erscheinung soll hier der Kürze halber mit Ionenschuss bezeichnet werden. Auf diesen sind folgende Erscheinungen in durchströmten Gasen zurückzuführen.

In der Nähe eines Gebietes mit grossem Gefälle stehen die Stromlinien nicht mehr genau senkrecht auf den Äquipotentialflächen. Für die Begrenzung der elektrischen Strömung gilt nicht überall $\frac{\partial V}{\partial n} = o$ (n innere Normale). Bewegte Ionen können aus ihrem Kraftfelde heraus in ein Feld von der Stärke Null oder entgegengesetzter Richtung übertreten.

Die in Form von Licht oder Wärme frei werdende Energie in einem Gebiet mit kleinem Gefälle in der Nähe eines andern mit grossem Gefälle ist grösser als die dort an Ort und Stelle geleistete elektrische Arbeit, während sie hier kleiner ist.[1])

Die Erschwerung einer Entladung bei grosser Nähe der Elektroden oder durch Auftreten von Wandladungen rührt im letzten Grunde ebenfalls von dem Ionenschuss her.

6. Folgen des Unterschiedes der Geschwindigkeiten der Gasionen. — Wie durch Versuche bewiesen ist, wandern die negativen Ionen, vor allem in verdünnten Gasen, viel schneller als die positiven. Eine Folge dieses Unterschiedes besteht darin, dass in der Nähe der Elektroden die Anzahl der dissociierten Teilchen durch den Strom verändert, insbesondere an der Kathode vermindert wird.

Weiter ergiebt sich aus jenem Unterschied, dass von der Kathode weg der elektrische Ausgleich leichter erfolgen kann als von der Anode

1) Vergl. E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. **66**, 328, 1898.

weg. Von jener wandern nämlich die negativen Ionen, indem sie gleichzeitig das durchwanderte Gas leitend machen, schneller weg als von der Anode die positiven. Daraus folgt eine gewisse Abhängigkeit der ganzen elektrischen Strömung von der Kathode und den negativen Ionen.

Endlich wird durch jenen Geschwindigkeitsunterschied das Auftreten positiver und negativer Ladungen oder die Schichtenbildung bedingt und die angenäherte Verwirklichung der oben dargestellten allgemeinen Gleichungen ermöglicht.

7. Gesamtfeld und Ionenfeld. — Abgesehen von dem Unterschied der Ionengeschwindigkeiten, der räumlichen Variation der Leitfähigkeiten und der Ströme der positiven und negativen Ionen, dem Auftreten innerer Ladungen und dem Ionenschuss müssen zur Charakteristik des elektrischen Ausgleichs in Gasen unsere Vorstellungen von der elektrischen Strömung noch in einem Punkte erweitert werden. Während wir bei den gewöhnlichen durchströmten Leitern zur Erklärung und Messung der beobachtbaren Wirkungen nur das elektromagnetische Gesamtfeld in Betracht zu ziehen brauchen, müssen wir bei den Gasen zur Erklärung einer neuen Wirkung der elektrischen Strömung, nämlich des elektrischen Leuchtens, auch die zeitliche Variation der einzelnen elektromagnetischen Ionenfelder in den Kreis unserer Überlegungen aufnehmen, worauf bereits an einer früheren Stelle dieser Zeitschrift (S. 398) hingewiesen wurde.

Göttingen, Physik. Inst. d. Univ., 10. Juni 1900.

(Eingegangen 20. Juni 1900.)

Zur Theorie der Wärmeleitung im Erdboden.

Von J. Schubert.

Für die Wärmeleitung im Erdboden gilt nach der Theorie von Fourier und Poisson die Differentialgleichung

$$\frac{\partial\vartheta}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2\vartheta}{\partial x^2}. \qquad 1)$$

Hierin bedeute ϑ die Temperatur in Centigraden, t die Zeit in Minuten, x die Tiefe unter der als eben gedachten Erdoberfläche in Centimetern. Die Konstante a^2 ist gleich dem Verhältnis der Wärmeleitungsfähigkeit k zur Wärmekapazität pro Volumeneinheit C, also $a^2 = k/C$. Als Wärmeeinheit gelte die kleine oder Grammkalorie.

Wir nehmen an, es habe sich ein periodischer Temperaturverlauf hergestellt, der den Mittelwerten langer Zeiträume entspricht und für die Tiefe $x = o$ durch die Reihe

$$\vartheta(o) = \varrho_0 + \varrho_1 \sin(\omega t + \lambda_1) + \varrho_2 \sin(2\omega t + \lambda_2) + \cdots \qquad 2)$$

gegeben ist. ϱ und λ bedeuten Konstanten, ferner ist $\omega = \frac{360^0}{T}$ und T die Länge der Periode in Minuten. Für die Temperatur in der Tiefe x gilt dann ein Ausdruck von gleicher Form,

$$\vartheta = \alpha_0 + \alpha_1 \sin(\omega t + A_1) + \alpha_2 \sin(2\omega t + A_2) + \cdots \qquad 3)$$

wo

$$\frac{1}{a}\sqrt{\frac{\pi}{T}} = \mu_1; \qquad \frac{1}{a}\sqrt{\frac{2\pi}{T}} = \mu_2; \cdots$$

$$\varrho_1 e^{-\mu_1 x} = \alpha_1; \qquad \varrho_2 e^{-\mu_2 x} = \alpha_2; \cdots$$

$$\lambda_1 - \mu_1 x = A_1; \qquad \lambda_2 - \mu_2 x = A_2; \cdots$$

gesetzt ist.

Die Wärmemenge, welche durch die Flächeneinheit einer horizontalen Ebene in der Tiefe x während des Zeitraumes $t - t_0$ nach unten strömt, ist

$$= -k\int_{t_0}^{t} \frac{\partial\vartheta}{\partial x} dt.$$

Sind andere Wirkungen als Temperaturänderungen ausgeschlossen, welche Annahme ja der Differentialgleichung (1) zu Grunde liegt, so hat man, wenn die Temperatur von ϑ_0 auf ϑ gestiegen ist

$$-k\int_{t_0}^{t} \frac{\partial\vartheta}{\partial x} dt = \int_{x}^{\infty} C(\vartheta - \vartheta_0) dx.$$

Die durch eine Grenzebene ($x = const$) nach unten geführte Wärme wird also gemessen durch die gleichzeitige Zunahme einer Grösse

$$u = \int_{x}^{\infty} C\vartheta\, dx, \qquad 4)$$

die bis auf eine (unendlich grosse) Konstante bestimmt ist. Diese Grösse u stellt die im Boden unterhalb der Ebene $x = const.$ pro Flächeneinheit in Form von Wärme vorhandene Energie dar.[1]) Wir bezeichnen sie auch als die im Boden enthaltene Wärmemenge oder kurz als die „Bodenwärme“ unterhalb der Grenzebene $x = const.$

Für $x = o$ giebt u die gesamte unter der Oberflächeneinheit enthaltene Bodenwärme an.

Benutzt man den Wert (3) für ϑ und führt die Integration nach der einen oder anderen Art aus, so erhält man für die Bodenwärme unterhalb der Grenzebene $x = const$ eine Reihe von der Form

$$u = \beta_0 + \beta_1 \sin(\omega t + B_1) + \beta_2 \sin(2\omega t + B_2) + \cdots \qquad 5)$$

und es ist

1) Vgl. W. v. Bezold, Der Wärmeaustausch an der Erdoberfläche und in der Atmosphäre. Sitzber. d. K. Pr. Akad. d. Wissenschaften zu Berlin 1892, S. 1167.

$$\beta_1 = \frac{C a_1}{\mu_1 \sqrt{2}}; \quad \beta_2 = \frac{C a_2}{\mu_2 \sqrt{2}}; \cdots \qquad 5a)$$

$$B_1 = A_1 - 45^0; \quad B_2 = A_2' - 45^0; \cdots \qquad 5b)$$

Die Gleichungen 5a) gestatten, aus den Amplituden der Temperaturschwingungen einer Tiefe die Amplituden für die unterhalb dieser Tiefe vorhandene Bodenwärme zu berechnen, vorausgesetzt, dass die Konstanten C und a bekannt sind.

Die zwischen den Phasenwinkeln A und B bestehenden Gleichungen 5b) lassen sich in folgenden Satz kleiden:

Die Schwingungen der unterhalb einer Grenzebene ($x = const$) im Boden enthaltenen Wärme bleiben in ihren Phasen um 45^0 oder um ein Achtel der Schwingungszeiten $\left(T, \frac{T}{2}, \frac{T}{3}, \cdots\right)$ hinter denen der Temperatur in der Tiefe x zurück.

Für den besonders wichtigen Fall $x = o$ lautet der Satz:

Die Schwingungen der Bodenwärme bleiben in ihren Phasen um 45^0 oder um ein Achtel der Schwingungszeiten hinter denen der Oberflächentemperatur zurück.

Die Verzögerung der Bodenwärme gegenüber der Oberflächentemperatur beträgt also für die erste, die ganze Periode umfassende Schwingung im Jahr 1,5 Monate, im Tage 3 Stunden.

Diesen Satz habe ich in einer jüngst erschienenen Schrift[1]) abgeleitet und an einigen Beobachtungsresultaten geprüft. Zur weiteren Durchführung des Vergleichs zwischen Theorie und Beobachtung benutze ich die 10 bis 15jährigen Monatsmittel der Bodentemperatur für die Orte

	Seehöhe	geographische Länge	geographische Breite	Bodenart
Eberswalde	42 m	$13^0 50'$	$52^0 50'$	Sand
Lintzel	97	10 15	52 59	"
Kurwien	131	21 29	53 34	"
Lahnhof	607	8 15	50 54	Grauwacke } verwittert
Melkerei	909	7 18	48 25	Granit } verwittert

Die Ablesungen der Temperatur fanden um 8 Uhr vormittags und 2 Uhr nachmittags in den Tiefen 1, 15, 30, 60, 90, 120 cm statt. Wegen weiterer Einzelheiten wird auf die angeführte Schrift verwiesen. Die Temperaturbeobachtungen gestatten die Berechnung der Konstanten a^2. Für Eberswalde ist ausserdem die Wärmekapazität pro Volumen C ermittelt. Bei der Bodenuntersuchung hat mich Herr Professor **Ramann** freundlichst unterstützt und mir die Hilfsmittel des Laboratoriums für Bodenkunde zur Verfügung gestellt. Die Bodenproben wurden entnommen mit einem cylinderförmigen Eisengefäss, das unten einen scharfen, oben einen verdickten Rand hatte, an welchen ein Deckel fest angesetzt werden konnte. Die Höhe betrug 11,0 cm, der obere Kreisdurchmesser 10,77 cm, der untere 10,62 cm, das Volumen also 988 ccm.

Nachdem eine etwa ein Meter tiefe Grube gegraben, wurde an einer möglichst unbeschädigten Seitenwand vorsichtig eine kleine horizontale Ebene freigelegt, auf diese das Eisengefäss aufgesetzt und durch Schläge mit einem Holzhammer senkrecht eingetrieben. Dann wurde unter den unteren Rand von der Seitenwand der Grube her ein scharfkantiges Blechstück untergeschoben, oben der Deckel angesetzt und das Gefäss, von der anliegenden Erde befreit, unter Festhaltung des unten schliessenden Bleches emporgehoben und entleert.

Nach Bestimmung des Gesamtgewichtes wurde den Proben durch mehrtägigen Aufenthalt im Trockenofen das Wasser entzogen und durch erneute Wägung die Menge der Trockensubstanz ermittelt. Nach Aussonderung der Steine wurde für kleinere Proben der Humusgehalt als Glühverlust bestimmt. Von wesentlicher Bedeutung ist die Unsicherheit in der Ermittelung des Wassergehaltes. Der Einzelbestimmung für den Tag der Bodenentnahme (22. November 1898) kann wegen der Schwankungen des Wassergehaltes kein grosses Gewicht beigelegt werden. Wir haben versucht, aus einer grossen Zahl in der Nachbarschaft in ähnlichen Bodenarten (Sand) vorgenommener Wasserbestimmungen zunächst mittlere Werte für die Monate April bis Oktober abzuleiten. Unter Berücksichtigung des Umstandes, dass der Boden sich im Winter mit Wasser sättigt, wurde dann der durchschnittliche Wassergehalt für das Jahr schätzungsweise festgesetzt. In Eberswalde liegen zweistündliche Beobachtungen der Bodentemperatur für die Zeit vom 16. bis 30. Juni 1879 vor. Um diese ebenfalls verwerten zu können, wurde unter Berücksichtigung der damaligen Regenverhältnisse auch der Wassergehalt für die zweite Hälfte Juni festgesetzt. Nimmt man bei der Wasserbestimmung eine Unsicherheit von ein Gewichtsprozent der Trockensubstanz an, so kommt man bei C auf eine von etwa $1\frac{1}{2}$ Einheiten in der zweiten Stelle d. h. bis fast $4^0/_0$ seines Wertes. C ist für die Tiefen, aus denen Bodenproben entnommen wurden, nach der Formel

$$C = \frac{m_1 c_1 + m_2 c_2 + \cdots}{v}$$

berechnet, in der $v = 988$ (ccm) das Volumen, $m_1, m_2 \cdots$ die darin enthaltenen Mengen (Gramm) der einzelnen Stoffe, $c_1, c_2 \cdots$ die zugehörigen

1) J. **Schubert**. Der jährliche Gang der Luft- und Bodentemperatur im Freien und in Waldungen und der Wärmeaustausch im Erdboden. Berlin, Julius Springer. 1900.

Werte der spezifischen Wärme bezeichnen. Letztere sind einer Arbeit des Herrn R. Ulrich[1]) entnommen; für Wasser ist $c = 1$ gesetzt.

Es ergeben sich folgende Werte der Wärmekapazität pro Volumeneinheit

in	5 bis 16,	35 bis 46,	70 bis 81 cm Tiefe
Jahr	0,418	0,381	0,373
Juni	0,386	0,365	0,365

oder nach graphischer Ausgleichung

in	1	15	30	60	90 cm Tiefe
Jahr	0,430	0,412	0,394	0,377	0,370
Juni	0,393	0,383	0,372	0,365	0,365.

Um die Werte der Bodenwärme (u) für jeden Monatsanfang zu ermitteln ist eine Grenzebene in der Tiefe $x = 75$ (cm) angenommen und nach der Formel

$$u = \int_0^x C\vartheta\,dx - k\int_{t_0}^{t}\frac{\partial\vartheta}{\partial x}\,dt + Konst.$$

gerechnet worden. Das erste Integral stellt die oberhalb der Grenzebene vorhandene Bodenwärme dar. Zur Auswertung desselben oder vielmehr der Summe $\Sigma C\vartheta\,\Delta x$ sind die für den Monatsanfang geltenden Temperaturen benutzt. Das zweite Integral giebt die während der Zeit $t - t_0$ durch die Grenzebene nach unten geflossene Wärme an. Zur Ausrechnung sind die Monatsmittel verwandt, wobei näherungsweise

$$-\frac{\partial\vartheta}{\partial x} = \frac{\vartheta_{60} - \vartheta_{90}}{30}$$

gesetzt wurde. Zur Bestimmung von k diente der oben angeführte Wert $C = 0,373$ für 70 bis 80 cm Tiefe und die Konstante $a^2 = 0,6304$, welche aus den Koeffizienten des ersten periodischen Gliedes der Reihe 3) für 60 und 90 cm Tiefe berechnet wurde. Man erhält so

$$k = a^2 C = 0,6304 \cdot 0,373 = 0,235\,.$$

Die Temperatur der Oberfläche ($x = 0$), deren exakte Bestimmung besondere Schwierigkeit bietet, ist an den obengenannten Stationen nicht gemessen. Die Angaben der obersten Thermometer beziehen sich auf etwa 1 cm Tiefe. Auch giebt die durchweg benutzte halbe Summe der Temperatur um 8a und 2p kein wahres Tagesmittel. Aus den stündlichen Beobachtungen der Bodentemperatur zu Pawlowsk[2]) im Jahre 1888 ergiebt sich, dass der jährliche Temperaturgang bei der hier angewandten Berechnung etwas verfrüht erscheint, sodass die Verzögerung der Bodenwärme auf $46\frac{1}{2}$ bis 48^0 oder 1,55 bis 1,6 Monate bei der ganzjährigen Schwingung abzuschätzen wäre.

Die Beobachtungen in Eberswalde ergeben nun für die Bodenwärme (u) und die Temperatur in 1 cm Tiefe (ϑ) aus den Werten für den Monatsanfang die Reihen

$$\left.\begin{aligned} u &= u_0 + 907\,\sin(\omega t + 208,0^0) \\ &\quad + 51\,\sin(2\omega t + 32^0) + \cdots \\ \vartheta &= \vartheta_0 + 11,34\,\sin(\omega t + 254,0^0) \\ &\quad + 0,51\,\sin(2\omega t + 97^0) + \cdots \end{aligned}\right\} \quad 6)$$

oder genauer, auf Jahreszwölftel umgerechnet

$$\left.\begin{aligned} u &= u_0 + 906\,\sin(\omega t + 208,5^0) \\ &\quad + 49\,\sin(2\omega t + 40^0) + \cdots \\ \vartheta &= \vartheta_0 + 11,35\,\sin(\omega t + 254,9^0) \\ &\quad + 0,49\,\sin(2\omega t + 105^0) + \cdots \end{aligned}\right\} \quad 6a)$$

Die Differenz der Phasenwinkel beträgt bei der ganzjährigen Schwingung $46,0^0$ nach der ersten und $46,4^0$ nach der genaueren Berechnung, ist also mit der Theorie in Einklang. Bei der halbjährigen Schwingung, deren Amplituden allerdings nur etwa $\frac{1}{20}$ der ganzjährigen ausmacht ist die Differenz der Phasenwinkel 65^0, also zu gross. Inwiefern die angeführten Fehlerquellen hierbei mitwirken, mag dahingestellt bleiben, da auf eine weitere Berücksichtigung der halbjährigen Schwingungen verzichtet wird.

Für die anderen obengenannten Orte liegen Bestimmungen der Wärmekapazität nicht vor und es wird die Annahme zu Grunde gelegt, dass C sich mit der Tiefe nicht ändere. Die Konstanten a^2 sind nach einem Näherungsverfahren ermittelt und bei Berechnung der Phasenwinkel (A_1) für die Temperatur sind einfach Monatsmittel benutzt, während die für die Bodenwärme (B_1) aus den Werten am Monatsanfang gefunden wurden. Folgendes sind die Resultate

Phasenwinkel für die ganzjährige Schwingung der

		Temperatur in 1 cm Tiefe	Bodenwärme	Unterschied
Eberswalde	a)	$254,9^0$	$208,5^0$	$46,4^0$
		254,0	208,0	46,0
Lintzel		256,8	209,2	47,6
Kurwien		255,3	211,2	44,1
Lahnhof		254,1	201,2	52,9
Melkerei		251,3	207,2	44,1
Mittel		254,40	207,55	46,85

Die mittlere Verzögerung von $46,85^0$ oder 1,56 Monaten entspricht dem aus der Theorie unter schätzungsweiser Berücksichtigung der Fehler festgesetzten Werte.

Da die ganzjährige Schwingung die kürzeren in Bezug auf die Amplitude sehr übertrifft, ist anzunehmen, dass auch bei der aus allen Teilschwingungen zusammengesetzten Gesamtschwingung die Bodenwärme gegenüber der Oberflächentemperatur um ein Achtel der

1) Unters. über die Wärmekapazität der Bodenkonstituenten. Forsch. a. d. Gebiete d. Agrikulturphysik v. E. Wollny, 17. Bd. 1894, S. 1.

2) E. Leist. Über die Bodentemperatur in Pawlowsk. Report. für Meteorologie, redig. v. H. Wild XIII, S. 7. St. Petersburg 1890.

Periode zurückbleiben wird. Zu einer scharfen und einfachen Besimmung eignen sich die Zeitpunkte, zu welchen die Jahresmittel erreicht werden, und zwar ergeben sich folgende

Eintrittszeiten
in Monaten

Ort	Erstes Mittel			Zweites Mittel			Unterschied Mittel
	Temperatur in 1 cm	Bodenwärme	Unterschied	Temperatur in 1 cm	Bodenwärme	Unterschied	
Eberswalde .	3,59	5,05	1,46	9,41	10,98	1,57	1,52
Lintzel . . .	3,61	4,97	1,36	9,30	11,01	1,71	1,54
Kurwien . .	3,53	4,93	1,40	9,31	10,88	1,57	1,48
Lahnhof . .	3,63	5,31	1,68	9,36	11,11	1,75	1,72
Melkerei . .	3,77	5,03	1,26	9,37	11,96	1,59	1,42
Mittel[1]) . . .	3,62	5,06	1,44	9,36	10,99	1,63	1,53

Der Mittelwert ist wieder in genügender Übereinstimmung mit der Theorie. Auch die Abweichungen im einzelnen lassen sich aus den Unregelmässigkeiten in den obersten Erdschichten, wie an dem Beispiel von Lahnhof gezeigt werden soll, erklären. Berechnet man nämlich für Lahnhof die Eintrittszeiten für die Tiefe $x = 0$ aus den Temperaturen in 1 und 15 cm unter Berücksichtigung der Phasenänderung mit der Tiefe, so ergeben sich folgende Durchschnittswerte:

Erstes Mittel			Zweites Mittel			Untersch.
Temp.	Bodenw.	Untersch.	Temp.	Bodenw.	Untersch.	Mittel
3,80	5,31	1,51	9,53	11,11	1,58	1,54 Mon.

Durch Mitverwertung der Tiefe 15 cm ist also die Unregelmässigkeit verschwunden.

Wir benutzen nun die in Eberswalde vom 16. bis 30. Juni 1879 angestellten zweistündlichen Beobachtungen um den Satz auch für die **tägliche Periode** zu prüfen. Zur Berechnung der Bodenwärme genügt die Auswertung der Summe $\Sigma C \vartheta \Delta x$, da die Beobachtungen bis in Tiefen reichen, in denen die täglichen Temperaturschwankungen unmerklich werden. Es ergiebt sich für die Bodenwärme der Ausdruck

$$u = u_0 + 28{,}8 \sin(\omega t + 203{,}3^0) + \cdots$$

sodass also, wenn nur die ganztägige Schwingung berücksichtigt wird, der Mittelwert um 10,45 Stunden nach Mitternacht oder Mittag eintritt. Der Vergleich mit der Oberflächentemperatur wird dadurch erschwert, dass eine Messung derselben nicht vorliegt und dass die Angaben des obersten Thermometers (in ca. 1 cm Tiefe) nur unsichere Schlüsse auf die Temperatur in der Tiefe $x = 0$ gestatten. Deshalb wurde ausser der Temperatur in 1 cm, für welche der Phasenwinkel $A_1 = 231{,}6^0$, die Eintrittszeit des Mittels also $= 8{,}55^h$ ist, auch die Lufttemperatur benutzt. Für diese ergiebt sich der Phasenwinkel $A_1 = 238{,}8^0$, also die Eintrittszeit des Mittels $= 8{,}08^h$. Werden nun wieder die Beobachtungen von Pawlowsk zu Rate gezogen und die dort gefundenen Differenzen zwischen (dem Mittel aus „innerer" und „äusserer") Oberfläche einerseits und Luft oder 1 cm Tiefe andererseits auf Eberswalde übertragen, so erhält man als Eintrittszeit des Mittels für die ganztägige Schwingung der Oberflächentemperatur $7{,}76^h$. Die Verzögerung der Bodenwärme beträgt also

$$10{,}45^h - 7{,}76^h = 2{,}69^h \text{ oder rund } 2{,}7 \text{ Stunden.}$$

Für die Gesamtschwingung ergiebt sich in ähnlicher Weise aus den Eintrittszeiten des ersten und zweiten Mittels die Verzögerung

$$10{,}68^h - 7{,}58^h = 3{,}10^h \text{ oder } 3{,}1 \text{ Stunden.}$$

In Anbetracht der verschiedenen Fehlerquellen erscheint auch hier die beobachtete Verzögerung in genügender Übereinstimmung mit der theoretisch geforderten von 3 Stunden. Es sei noch auf einen Punkt hingewiesen, indem die Eberswalder Beobachtungen vollständig der Theorie entsprechen. Legt man die Annahme zu Grunde, dass die Oberflächentemperatur ihr Minimum zur Zeit des Sonnenaufgangs erreicht, was für den Juni auch durch die Beobachtungen zu Pawlowsk bestätigt wird, so folgt dass **das Minimum der Bodenwärme 3 Stunden nach Sonnenaufgang eintritt**, während die in Eberswalde beobachtete Verzögerung 2 Stunden 58 Minuten beträgt.

Schliesslich sei noch an der Hand der Angaben von Homén[1]) untersucht, inwiefern sich diese Beziehung auch an einzelnen Tagen mit regelmässigem Temperaturverlauf bewährt. Aus den im südlichen Finnland unter $60^0\ 17'$ nördl. Breite, $23^0\ 40'$ östl. v. G. angestellten Beobachtungen vom 10. bis 12. August 1893 findet man, dass das Minimum der Bodenwärme

im Granitfelsen um $3^h\ 0'$
in der Sandheide um $1^h\ 18'$
im Moorboden um $1^h\ 14'$

nach Sonnenaufgang eintritt. Im Granitfelsen entspricht also die Wärmebewegung in diesen Tagen genau der Theorie. In den beiden anderen Fällen ist allerdings durch die Ungleichartigkeit und die Feuchtigkeit des Bodens[2]) eine wesentliche Beschleunigung im Gange der Bodenwärme herbeigeführt.

1) Eberswalde mit doppeltem Gewicht.

1) Th. Homén. Der tägliche Wärmeumsatz im Boden und die Wärmestrahlung zwischen Himmel und Erde. Leipzig, W. Engelmann, 1897. Taf. VI.
2) A. a. O. S. 49, 50.

Forstakademie Eberswalde, Juni 1900.

(Eingegangen 25. Juni 1900.)

Luftdruckverteilung und Monddeklination.

Von R. Börnstein.

(Zweite Mitteilung.)

In einer früheren Mitteilung (diese Zeitschrift 1. 54—56, 1899) veröffentlichte ich die ersten Ergebnisse meiner Studien über die Frage, ob zwischen dem siderischen Mondumlauf und dem Gange des Luftdruckes eine regelmässige Beziehung erkennbar sei. Diese Frage musste für die Zeit von 1884 bis 1898 und für Berlin bejaht werden, indem der durchschnittliche Barometerstand am 12. Tage nach dem nördlichen Lunistitium ein Maximum, am 23. Tage ein Minimum, und zwischen beiden Extremen einen Unterschied von 2,851 mm zeigte. Ganz ähnliches Verhalten fand sich auch im Luftdruck von Magdeburg und von Potsdam, nämlich Maximum resp. Minimum wenige Tage vor dem südlichen resp. nördlichen Lunistitium.[1]) Dagegen liessen mehrere andere Orte (Wien, Upsala, San Fernando, Port au Prince, Batavia) diese Beziehung weniger deutlich, teilweise gar nicht mehr erkennen.

Seither habe ich das Material sowohl von anderen Orten als auch aus anderen Jahren untersucht und folgendes gefunden. In Greenwich (51° 28′ 38″ n. Br.) ist im Durchschnitt der 200 siderischen Monate vom 11. Oktober 1881 bis zum 28. September 1896 eine einmalige Schwankung vorhanden, deren Extreme auf den 12. und 26. Tag fallen, mit einer Amplitude von 2,443 mm; ein sekundäres Minimum am 23. Tage liegt um 2,061 mm unter dem Hauptmaximum. In Brüssel (seit 1890 Uccle bei Brüssel, 50° 51′ n. Br.), woher mir durch die Güte des Herrn Lancaster Beobachtungsmaterial zuging, zeigt sich im Mittel von 170 siderischen Monaten (9. Januar 1887 bis 23. September 1899) eine Schwankung, welche Maximum und Minimum am 12. und 23. Tage und eine Amplitude von 2,946 mm hat. Beobachtungsmaterial aus Irkutsk (52° 17′ n. Br.), das ich der Freundlichkeit des Herrn Wosnessenskij verdanke, lässt im Durchschnitt von 170 siderischen Monaten (9. Januar 1887 bis 24. September 1899) eine vielfach schwankende Kurve erkennen, dabei Maximum am 10., Minimum am 15. Tage, Amplitude 1,342 mm. Und noch unregelmässiger erscheint die Kurve von New York (Central-Park, 40° 45′ 58″ n. Br.) aus den 200 siderischen Monaten vom 9. Januar 1884 bis zum 24. Dezember 1898 mit einem Maximum am 7., einem Minimum am 13. Tage und einer Amplitude von 1,490 mm.

Um einen etwaigen Unterschied der Jahreszeiten festzustellen, teilte ich die Luftdruckzahlen von Magdeburg in zwei Hälften und bestimmte getrennt den mittleren Gang des Luftdruckes im Sommer (April bis September) und im Winter (Oktober bis März). Die Extreme sowie die Amplitude stimmten in der kalten Jahreszeit mit dem Gesamtmittel besser überein, als in der warmen, indem die Wintermonate am 11. und 27. Tage die Extreme mit einer Amplitude von 3,929 mm, dazu ein sekundäres Minimum am 23. Tage mit Abweichung von 3,776 mm gegen das Hauptmaximum zeigten, die Sommermonate ein Maximum am 12., ein Minimum am 19. Tage, die Amplitude 1,771 mm, ausserdem ein sekundäres Minimum am 23. Tage, welches 1,770 mm unter dem Hauptmaximum liegt. Es trat also die Beziehung des Luftdruckes zum siderischen Monat deutlicher im Winter als im Sommer hervor. Da eine ähnliche Wahrnehmung in betreff des synodischen Monats früher gemacht worden ist,[1]) (nämlich das Auftreten eines Druckminimum bald nach Vollmond in den Herbstmonaten), so schien es mir von Interesse, das benutzte Beobachtungsmaterial auch nach dem synodischen Mondumlauf zu ordnen. Dass im Gesamtdurchschnitt aus 190 synodischen Monaten der Luftdruck von Berlin keine regelmässige Änderung erkennen lässt, habe ich schon früher mitgeteilt und kann das Gleiche für Magdeburg nun hinzufügen. Als aber 76 synodische Monate aus der Zeit von September bis Januar nach Berliner Beobachtungen zur Mittelbildung vereinigt wurden, trat eine deutliche Schwankung hervor, deren Maximum auf Neumond, Minimum auf Vollmond fällt, mit einer Amplitude von 3,336 mm. Weniger charakteristisch ist das Gegenbild, welches 62 synodische Monate der Zeit von Mai bis August aus den nämlichen Berliner Beobachtungen liefern, nämlich ein zwar deutliches, aber nur sekundäres Maximum zur Vollmondszeit, während zwei andere Maxima kurz vor dem ersten Viertel und vor Neumond erscheinen. Übrigens fällt ja bekanntlich das südliche Lunistitium durchschnittlich im Winter mit Neumond, im Sommer mit Vollmond nahe zusammen. Wenn nun in den bisher untersuchten Beobachtungsjahren kurz vor dem südlichen Lunistitium ein Maximum des Druckes eintrat, so liegt darin schon die im synodischen Mondlauf bemerkte und eben erwähnte Beziehung.

Hatte die während des siderischen Monats in der Periode 1884—1898 stattfindende Druckschwankung sich als örtlich begrenzt erwiesen, so schien es wichtig, nun auch eine etwaige zeitliche Beschränkung zu ergründen. Hierbei

1) In jener ersten Mitteilung ist bei dem obigen Satz einmal „nördlich“ und „südlich“ verwechselt, wie dort übrigens aus dem Zusammenhang auch schon hervorgeht.

1) G. Meyer, Ann. d. Hydr. **18**, 245—255, 1890. Met. Ztschr. **7**, 427, 1890. C. Seemann, Ann. d. Hydr. **18**, 256—258, 1890. Met. Ztschr. **7**, 428—429, 1890.

musste die Vorfrage erledigt werden, ob auch Beobachtungsmaterial für diese Untersuchung verwendet werden dürfe, das nur aus dreimal täglich vorgenommenen Terminablesungen besteht, denn die bisherigen Ergebnisse sind durchgängig auf „wahre" Tagesmittel des Luftdrucks, d. h. auf den jedesmaligen Durchschnitt von 24 Stundenwerten gegründet. Ich wiederholte daher für die 100 siderischen Monate vom 5. Juli 1891 bis 24. Dezember 1898 die Berechnung der Berliner Kurve, indem ich diesmal die Tagesmittel aus den um 8^a, 2^p und 8^p an der Berliner Landwirtschaftlichen Hochschule ausgeführten Terminbeobachtungen zu Grunde legte. Dabei zeigte sich sehr nahe die gleiche Kurvenform, wie sie vorher aus den Angaben des Barographen hervorgegangen war. Die Differenz der für die einzelnen Tage des siderischen Monats in beiden Reihen gefundenen Luftdruckmittel hat schwankendes Vorzeichen und liegt mit Ausnahme eines Wertes (0,311 mm) unter 0,126 mm. Im Durchschnitt beträgt der absolute Wert dieser Differenz 0,056 mm.

Hiernach hielt ich es für zulässig, die Untersuchung auf Grund von Tagesmitteln, die aus dreimal täglich ausgeführten Terminablesungen berechnet sind, fortzusetzen, und unterwarf der Berechnung die Angaben, welche aus Berlin seit 1824 vorliegen. Zunächst konnte ich die von Berghaus und bald danach von Mädler gelieferten Beobachtungen benutzen, die täglich fünfmal, zum Teil auch noch häufiger stattfanden und in der Vossischen Zeitung abgedruckt sind. Ich berechnete daraus die Tagesmittel im Durchschnitt aus den fünf Terminbeobachtungen von 8^a, 12, 2^p, 6^p, 10^p für 320 siderische Monate (vom 8. März 1824 bis zum 13. Februar 1848). Hieran schlossen sich Beobachtungen des Königlichen Meteorologischen Instituts, welche Tagesmittel als Durchschnitt der Beobachtungen um 6^a, 2^p, 10^p angeben und sich über 480 siderische Monate (vom 14. Februar 1848 bis zum 9. Januar 1884) erstrecken. Und endlich konnte noch die bereits früher benutzte Reihe der vom Barographen gelieferten 24 stündigen Tagesmittel (200 siderische Monate, vom 10. Januar 1884 bis zum 24. Dezember 1898) hinzugefügt werden. Es betrug also der Umfang des gesamten Berliner Materials jetzt 1000 siderische Monate oder fast 75 Jahre (vom 8. März 1824 bis zum 24. Dezember 1898), und hieraus wurde nun das Gesamtmittel des Luftdrucks für jeden Tag des siderischen Monats berechnet. Jede einzelne Zahl der so erhaltenen Reihe ist demnach der Durchschnitt aus 1000 Tagesmitteln und auf Grund von 7840 Einzelwerten abgeleitet (nämlich 320 resp. 480 resp. 200 Tagesmittel aus je 5 resp. 3 resp. 24 Einzelwerten). Bei der Mittelbildung wurden alle Tagesmittel mit gleichem Gewicht in Rechnung gezogen.

Je weiter die Untersuchung auf frühere Jahre ausgedehnt wurde, um so mehr verschwand die einfache Periode der Jahre 1884—1898, welche also als eine allgemein auftretende Erscheinung nicht angesehen werden darf. Stellt man durch Kurven die Ergebnisse der einzelnen Beobachtungsperioden dar (Fig. 1 u. 2), so findet sich zwischen der Zeit 1824—1848 und andererseits 1848—1884 eine gewisse Ähnlichkeit: Maxima am 17. und 10. Tage des siderischen Monats,

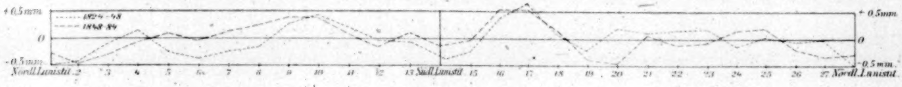

Fig. 1.

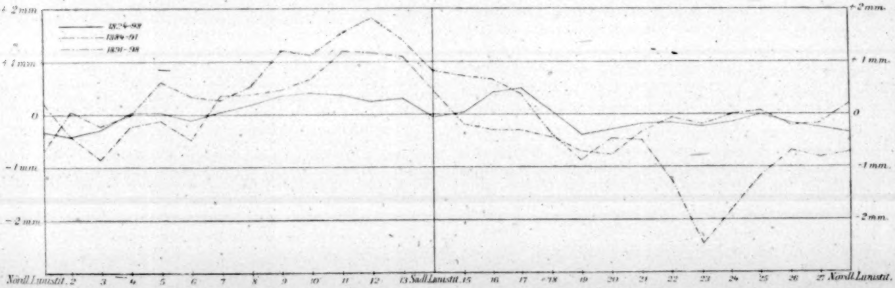

Fig. 2.

Fig. 1 u. 2. Gang des Luftdruckes im siderischen Monat. Berlin.

Minima danach und dazwischen; weil aber die Kurven der Perioden 1884—1891 und 1891—1898 ganz andere, wiewohl untereinander ähnliche Formen zeigen, so kann von einer dauernden und gleichmässig auftretenden Beziehung zwischen Luftdruck und siderischem Mondumlauf nicht gesprochen werden. Ist zwischen beiden eine Beziehung vorhanden, so verändert sie ihren Charakter in einer Periode, deren Dauer aus den hier untersuchten 75 Jahren noch nicht erkannt werden kann.

(Eingegangen 30. Juni 1900.)

BESPRECHUNGEN.

Lehrbuch der Elektrochemie von Prof. Dr. Max Le Blanc. 2. vermehrte Aufl. Leipzig, Leiner, 1900. Preis gebdn. M. 7.25.

Die soeben erschienene Neuauflage des vorteilhaft bekannten, vor 4 Jahren erschienenen Lehrbuchs ist durch eine Reihe neuer Kapitel auf den heutigen Stand der wissenschaftlichen Elektrochemie gebracht worden. Für die Leitfähigkeiten sind die neuen Kohlrausch-Holbornschen Einheiten adoptiert, was im Interesse der Einheitlichkeit dankbar zu begrüssen ist. In dem Kapitel der Leitfähigkeit sind über die unipolare Leitung, die Reibungswiderstände u. a. Abschnitte eingefügt, den Erscheinungen der elektrischen Endomose und Elektrostenolyse ist ein neues Kapitel gewidmet, ebenso dem wichtigen Zusammenhang zwischen elektromotorischer Kraft und chemischem Gleichgewicht. Ein interessantes Kapitel bringt neuartige Überlegungen über die Bildungsgeschwindigkeit der Ionen und über Stoffe, welche sowohl Kationen, wie Anionen erzeugen können, und noch mancherlei Einfügungen bei den Zersetzungsspannungen berücksichtigen die neueste Entwicklung der Wissenschaft. Somit kann diese Auflage nicht nur als eine vollständige und zuverlässige Darstellung der heutigen Elektrochemie empfohlen werden, sondern sie trägt auch selbständig zur Weiterentwicklung derselben bei. R. Abegg.

Ferienkursus für Lehrer höherer Schulen

im Auftrage des Königlichen Unterrichts-Ministeriums veranstaltet vom Physikalischen Verein zu Frankfurt a. M.

Lehrplan.

Der Kursus findet statt in der Zeit von Montag den 1. bis Samstag, den 13. Oktober im Institut des Physikalischen Vereins, Stiftstrasse 32.

I. Vorlesungen.

1. Physikalische.

Herr Dr. H. Th. Simon, Dozent am Physikalischen Verein und Leiter des Physikalischen Laboratoriums: Neuere physikalische Demonstrationen:

a) Strahlende Energie und ihre Gesetze. (Stefan, Boltzmann, W. Wien) (4 Stunden).
b) Lichtelektrische Erscheinungen und Ionenleitung in Gasen (4 Stunden).
c) Entwicklung der Induktionsapparate und Stromunterbrecher (2 Stunden).
d) Vorführung neuerer Modelle und Schulversuche (2 Stunden).

2. Elektrotechnische.

A) Herr Dr. C. Déguisne, Dozent am Physikalischen Verein und Leiter der elektrotechnischen Lehr- und Untersuchungsanstalt. Elemente der Wechselstromtechnik: (7 × 2 Stunden).

a) Kirchhoffsches und Ohmsches Gesetz bei Gleichstrom und Wechselstrom.
b) Wechselstrom- und Spannungskurven. Periode. Momentan- und Effektivwerte. Phasenverschiebung.
c) Leistung (scheinbare und wirkliche).
d) Magnetisches Wechselfeld. Selbstinduktion. Kapazität. Scheinbarer Widerstand.
e) Transformator.
f) Drehstrom. Drehfeld.
g) Wechselstrommotoren.

B) Herr Ingenieur Eugen Hartmann, Mitinhaber der Fabrik elektrischer Messinstrumente Hartmann & Braun. Über die den elektrischen Strommessern zu Grunde liegenden Konstruktionsprinzipien (4 Stunden).

3. Chemische.

A) Herr Professor Dr. M. Freund, Dozent am Physikalischen Verein und Leiter des chemischen Laboratoriums.

a) Über die neueren physikalisch-chemischen Theorien: van't Hoffs Theorie der Lösungen; Theorie der elektrolytischen Dissoziation von Arrhenius; osmotische Theorie des Stromes der Voltaschen Ketten (6 Stunden).
b) Über die Entdeckung neuer Elemente im letzten Jahrzehnt (2 Stunden).

B) Herr Professor Dr. Le Blanc von den Höchster Farbwerken:

a) Elektrische Endosmose und verwandte Erscheinungen (1 Stunde).
b) Über die Bildungsgeschwindigkeit von Ionen (1 Stunde).

4. Einleitende Besprechung der Exkursionen.

A) Von den betreffenden Herren Dozenten.
B) Herr Dr. Schauf, Oberlehrer an der Adlerflychtschule. Chemische und physikalische Beschaffenheit der Laven. Oberflächenstruktur der Ströme. Die Steinheimer Anamesitdecken (1 Stunde).

II. Übungen.

Elektrotechnisches Praktikum, Herr Dr. C. Déguisne.

a) Aichung von Starkstromamperemetern. Aichkurven.
b) Aichung von Schwachstromamperemetern. Skalen.
c) Aichung von Voltmetern.
d) Widerstandsmessungen nach verschiedenen Methoden.
e) Messungen von scheinbaren Widerständen, Phasenverschiebung.
f) Aufnahme von Wechselstromkurven.
g) Wattmeteraichung. Effektbestimmung.

Übungen für Fortgeschrittene nach Verabredung.

III. Exkursionen.

Geologische Exkursionen nach Klein-Steinheim und Dittersheim (cf. 4 B.)

Ferner sind in Aussicht genommen die Besichtigungen von

a) Gold- und Silberscheideanstalt.
b) Chemische Fabrik Griesheim.
c) Elektrotechnische Fabrik von Hartmann & Braun.
d) Werke der Elektrizitäts-Aktien-Gesellschaft vorm. W. Lahmeyer & Co.
e) Städtisches Elektrizitätswerk.
f) Kupferwerk Heddernheim.
g) Sammlungen der Senkenbergischen naturforschenden Gesellschaft.

IV.

Es werden 2 Stunden frei bleiben für Mitteilungen und Demonstrationen der Teilnehmer.

Zu weiterer Auskunft sind die vom Königlichen Provinzial-Schulkollegium zu Kassel zu Leitern des Kursus ernannten Herren, Realschuldirektor Dr. Paul Bode und Dr. Wilhelm Boller, Oberlehrer an der Klingerschule, jederzeit bereit.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.